第64卷 第3期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023年5月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.014

定量化无碰撞等离子体中波粒相互作用的理论研究*

赵金松†

(中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

摘要 在无碰撞等离子体中, 波粒相互作用会引起电磁场与粒子之间能量转移, 其结果之一是重塑粒子速度分布函数. 因而, 如何定量化波粒相互作用是日球层和天体等离子体研究中的一个基础问题. 近年来, 在定量化波粒相互作用问题的研究中, 取得了很多重要成果. 将主要介绍相关理论研究上的进展, 特别是, 将重点介绍新近提出的度量共振和非共振波粒相互作用的理论方法. 还将介绍该方法在度量内日球层阿尔文模式波、质子束流不稳定性和电子热流不稳定性中波粒相互作用上的应用.

关键词 太阳: 日球层, 波, 等离子体, 波粒相互作用

中图分类号: P182; **文献标识码**: A

1 引言

在日球层和天体等离子体环境中, 粒子大多处于弱碰撞或无碰撞状态, 波粒相互作用将在很大程度上影响粒子动力学行为. 一方面, 一个非稳态粒子速度分布函数可以通过波粒相互作用释放自由能, 从而达到一个相对稳定的状态[1]. 另一方面, 等离子体波可以能化粒子, 引发等离子体加热和粒子加速[2]. 此外, 波粒相互作用被广泛认为是空间和天体湍流的一种有效能量耗散机制[3–5]. 因而, 如何定量化波粒相互作用一直是日球层和天体等离子体研究中的一个基础问题.

等离子体含有多种本征波动模式, 这些本征波具有非常宽的时间和空间尺度, 相应的波粒相互作用也在不同时间和空间尺度上影响粒子动力学行为[6]. 依据共振条件和共振方式的不同, 波粒相互作用类型一般归类为朗道相互作用、渡越时间相互作用以及正常/反常回旋相互作用[6–8]. 早在20世纪60年代, 等离子体理论学界已认识到这些波粒相互作用来源于电场$\boldsymbol{E}$和电流密度$\boldsymbol{J}$的点乘, 即$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{J}$[6]. 当等离子体波出现时, 使得$\boldsymbol{E}$和$\boldsymbol{J}$具有相干性, $\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{J}$不为零, 从而导致电磁能和粒子动能之间的转换.

20世纪60年代对于波粒相互作用的理论研究, 主要集中在朗缪尔波与电子之间的相互作用[9–11]. 随着空间探测技术的发展, 人们开始探讨如何在观测中直接辨认和定量化各种类型波粒相互作用, 特别是辨认和定量化与电磁波动模式相关的波粒相互作用. 近20 yr来, 该方向的研究取得了重要进展. 在理论上, Quataert[12]于1998年基于弱阻尼近似条件推导出的波粒能量转移率表达式, 比较了朗道共振和渡越时间共振机制对动力学阿尔文波阻尼的贡献. Klein等[13]于2016年提出一个新方法在速度空间辨认和定量化波粒相互作用, 他们将该方法称

2022-09-07收到原稿, 2023-02-20收到修改稿

*国家自然科学基金项目(41974203)资助

†js_zhao@pmo.ac.cn

为场-粒子相干方法. 随后, 一系列文献[14–16]基于数值模拟数据, 利用场-粒子相干方法预测了多种波粒共振机制(电子朗道共振、离子朗道共振和离子回旋共振)在速度空间的信号. 与此同时, 基于对具有高精度粒子测量的空间卫星数据的分析, 研究者辨认出与动力学阿尔文波相联系的电子朗道共振、与离子回旋波相联系的离子回旋共振等波粒相互作用的观测信号[17–20].

最近, Zhao等[21]发展了定量化波粒相互作用的理论, 该理论考虑了作用因子项, 可以分析不同类型(取决于n值)的共振($v_\parallel k_\parallel - \omega + n\Omega_{\rm cs} = 0$)和非共振($v_\parallel k_\parallel - \omega + n\Omega_{\rm cs} \neq 0$)波粒相互作用, 其中$v_\parallel$表示粒子平行磁场方向速度, $k_\parallel$表示波动平行磁场方向波数, ω表示波动频率, $\Omega_{\rm cs}$表示粒子“s”回旋频率, n表示整数. Zhao等[21]也定义了多种能量转移率表达式用以度量不同类型波粒相互作用. 本文将重点介绍这个理论及其应用: 第2节介绍基本理论; 第3到第5节分别介绍3个应用[21–23], 即度量阿尔文模式波的波粒相互作用、质子束流不稳定性中的波粒相互作用以及电子热流不稳定性中的波粒相互作用; 第6节进行简要总结.

2 基本理论

在弱碰撞或无碰撞等离子体中, 粒子动力学可用弗拉索夫方程描述:

$$\frac{\partial f_{\rm s}}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f_{\rm s}}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{q_{\rm s}}{m_{\rm s}} \left(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s}}{\partial \boldsymbol{v}} = 0\,, \quad (1)$$

其中$f_{\rm s}$、$q_{\rm s}$和$m_{\rm s}$分别表示粒子“s”的速度分布函数、电荷量和质量, $\boldsymbol{E}$和$\boldsymbol{B}$分别表示电场和磁场, t表示时间, $\boldsymbol{v}$表示速度, $\boldsymbol{r}$表示位置.

下面推导电磁能量与粒子动能之间转换的控制方程. 先对方程(1)进行线性化处理. 假设任一物理变量x可以写为, $x = x_0 + \varepsilon x_1 + \varepsilon^2 x_2$, 其中$x_0$表示零阶变量, x_1表示一阶变量, x_2表示二阶变量, ε表示小量$\varepsilon \ll 1$. 本文考虑存在背景速度分布函数($f_{\rm s0} \neq 0$)和背景磁场($\boldsymbol{B}_0 \neq 0$), 不存在背景电场($\boldsymbol{E}_0 = 0$). 基于方程(1)和物理变量的线性化表达式, 可推导出一阶和二阶弗拉索夫方程,

$$\frac{\partial f_{\rm s1}}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f_{\rm s1}}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{q_{\rm s}}{m_{\rm s}} \left(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_0\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s1}}{\partial \boldsymbol{v}} + \frac{q_{\rm s}}{m_{\rm s}} \left(\boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_1\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s0}}{\partial \boldsymbol{v}} = 0\,, \quad (2)$$

和

$$\frac{\partial f_{\rm s2}}{\partial t} + \boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial f_{\rm s2}}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{q_{\rm s}}{m_{\rm s}} \left(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_0\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s2}}{\partial \boldsymbol{v}} + \frac{q_{\rm s}}{m_{\rm s}} \left(\boldsymbol{E}_2 + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_2\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s0}}{\partial \boldsymbol{v}} + \frac{q_{\rm s}}{m_{\rm s}} \left(\boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_1\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s1}}{\partial \boldsymbol{v}} = 0\,, \quad (3)$$

其中$f_{\rm s1}$和$f_{\rm s2}$分别表示一阶和二阶粒子速度分布函数, $\boldsymbol{E}_1$和$\boldsymbol{E}_2$分别表示一阶和二阶电场扰动, $\boldsymbol{B}_1$和$\boldsymbol{B}_2$分别表示一阶和二阶磁场扰动.

2.1 粒子动能变化的控制方程

2.1.1 粒子一阶动能

将(2)式乘以$m_{\rm s}v^2/2$, 再对位置和速度空间积分, 得到粒子一阶动能的控制方程:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}_{\rm s1}}{\partial t} = &-\iint {\rm d}\boldsymbol{r}{\rm d}\boldsymbol{v} \left[\boldsymbol{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}} \left(\frac{1}{2} m_{\rm s} v^2 f_{\rm s1}\right)\right] - \\ &\frac{q_{\rm s}}{2} \iint {\rm d}\boldsymbol{r}{\rm d}\boldsymbol{v} \left[v^2 \left(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_0\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s1}}{\partial \boldsymbol{v}}\right] - \\ &\frac{q_{\rm s}}{2} \iint {\rm d}\boldsymbol{r}{\rm d}\boldsymbol{v} \left[v^2 \left(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}_1\right) \cdot \frac{\partial f_{\rm s0}}{\partial \boldsymbol{v}}\right] - \\ &\frac{q_{\rm s}}{2} \iint {\rm d}\boldsymbol{r}{\rm d}\boldsymbol{v} \left(v^2 \boldsymbol{E}_1 \cdot \frac{\partial f_{\rm s0}}{\partial \boldsymbol{v}}\right)\,, \end{aligned} \quad (4)$$

其中$\mathcal{E}_{\rm s1} = \iint {\rm d}\boldsymbol{r}{\rm d}\boldsymbol{v}\,(m_{\rm s} v^2 f_{\rm s1}/2)$表示粒子“s”的一阶动能.

(4)式右边第1项与粒子弹跳运动相关[15–16], 该项是粒子一阶动能密度梯度, $\partial_{\boldsymbol{r}}(m_{\rm s} v^2 f_{\rm s1}/2)$, 在位置空间的积分. 对于周期性变化的$f_{\rm s1}$, 其$\partial_{\boldsymbol{r}}(m_{\rm s} v^2 f_{\rm s1}/2)$在位置空间的积分为零[15–16].

(4)式右边第2和第3项与粒子洛伦兹运动相关. 因为洛伦兹力只会改变粒子运动方向, 不会改变粒子动能大小, 所以这两项对粒子动能变化的贡献为零.

(4)式右边第4项可写为$\int {\rm d}\boldsymbol{r}\,(\boldsymbol{E}_1 \cdot \boldsymbol{J}_{s0})$, 其中$\boldsymbol{J}_{s0} = \int {\rm d}\boldsymbol{v}\,(q_{\rm s} \boldsymbol{v} f_{\rm s0})$表示漂移粒子携带的电流密度. 当考虑等离子体零电流条件, 即$\sum_{\rm s} \boldsymbol{J}_{s0} = 0$, 可知$\int {\rm d}\boldsymbol{r} \sum_{\rm s} (\boldsymbol{E}_1 \cdot \boldsymbol{J}_{s0}) = 0$, 该式表示第4项不会引起所有粒子总的一阶动能的净变化.

2.1.2　粒子二阶动能

采用类似2.1.1小节的推导方法, 基于(3)式, 得到如下粒子二阶动能的控制方程:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}_{s2}}{\partial t} = &-\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left[\boldsymbol{v}\cdot\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}}\left(\frac{1}{2}m_s v^2 f_{s2}\right)\right] - \\ &\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left[v^2\left(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_0\right)\cdot\frac{\partial f_{s2}}{\partial \boldsymbol{v}}\right] - \\ &\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left[v^2\left(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_2\right)\cdot\frac{\partial f_{s0}}{\partial \boldsymbol{v}} -\right] - \\ &\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left[v^2\left(\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_1\right)\cdot\frac{\partial f_{s1}}{\partial \boldsymbol{v}}\right] - \\ &\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left(v^2\boldsymbol{E}_2\cdot\frac{\partial f_{s0}}{\partial \boldsymbol{v}}\right) - \\ &\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left(v^2\boldsymbol{E}_1\cdot\frac{\partial f_{s1}}{\partial \boldsymbol{v}}\right), \end{aligned} \tag{5}$$

其中粒子二阶动能的定义式为

$$\mathcal{E}_{s2} = \iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left(\frac{1}{2}m_s v^2 f_{s2}\right).$$

(5)式右边第1项表示与f_{s2}相关的粒子弹跳运动, 第3到第4项与粒子的洛伦兹运动相关(来源于不同洛伦兹力). 依据2.1.1小节物理讨论, 粒子弹跳运动和洛伦兹运动不改变粒子动能大小, 右边第1项到第4项对$\mathcal{E}_{s2}$变化的贡献为零. 右边第5项可写为$\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}\,(\boldsymbol{E}_2\cdot\boldsymbol{J}_{s0})$, 在零电流条件下, 该项不会导致所有粒子总的二阶动能($\sum_s \mathcal{E}_{s2}$)的净变化. 这样, 只有(5)式右边第6项可以导致粒子二阶动能净变化. 因而, 将(5)式化简为

$$\frac{\partial \mathcal{E}_{s2}}{\partial t} = -\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left(v^2\boldsymbol{E}_1\cdot\frac{\partial f_{s1}}{\partial \boldsymbol{v}}\right). \tag{6}$$

该方程又可以写为

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}_{s2}}{\partial t} = &-\frac{q_s}{2}\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left[\boldsymbol{E}_1\cdot\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{v}}\left(v^2 f_{s1}\right)\right] + \\ &q_s\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left(\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{v}f_{s1}\right). \end{aligned} \tag{7}$$

当$|v|\to\infty$, $(m_s v^2 f_{s1}/2)\to 0$, (7)式右边第1项为零. (7)式可以进一步写为

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}_{s2}}{\partial t} &= q_s\iint \mathrm{d}\boldsymbol{r}\mathrm{d}\boldsymbol{v}\left(\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{v}f_{s1}\right) \\ &= \int \mathrm{d}\boldsymbol{r}\left(\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{J}_{s1}\right), \end{aligned} \tag{8}$$

其中$J_{s1} = \int \mathrm{d}\boldsymbol{v}\,(q_s\boldsymbol{v}f_{s1})$. (8)式表示电磁扰动与粒子之间的能量转移受制于$(\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{J}_{s1})$项. 只考虑该作用, 相空间粒子动能$e_s$的控制方程可以写为

$$\frac{\partial e_s}{\partial t} = q_s\boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{v}f_{s1}, \tag{9}$$

对其速度空间积分, 可得

$$\frac{\partial}{\partial t}\int \mathrm{d}\boldsymbol{v}e_s = \boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{J}_{s1}. \tag{10}$$

此处, 相空间粒子动能定义为$e_s \equiv m_s v^2 f'_{s2}/2$. 要说明的是, f'_{s2}表示一个等效的二阶粒子速度分布函数扰动, 不同于f_{s2} (见(3)式), 前者仅受电场力作用, 后者受压强梯度力、洛伦兹力和电场力的联合作用.

2.2　单色波导致的能量转移和能量转移率

日球层和天体等离子体环境中存在各种波动模式, 它们一般都携带电磁能量, 可以与粒子动能进行转换. 本文讨论理想等离子体波动情况, 即波为平面波, 其一阶电场、电流密度和粒子速度分布函数扰动写为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_1 &= \frac{1}{2}\left[\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})} + \widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega^* t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}\right], \\ \boldsymbol{J}_{s1} &= \frac{1}{2}\left[\widetilde{\boldsymbol{J}}_{s1}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})} + \widetilde{\boldsymbol{J}}_{s1}^*\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega^* t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}\right], \\ f_{s1} &= \frac{1}{2}\left[\widetilde{f}_{s1}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})} + \widetilde{f}_{s1}^*\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega^* t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}\right], \end{aligned} \tag{11}$$

其中$\widetilde{\boldsymbol{E}}_1$、$\widetilde{\boldsymbol{J}}_{s1}$和$\widetilde{f}_{s1}$分布表示傅立叶空间下一阶电场、电流密度和粒子速度分布函数扰动的表达式, ω表示波频率, $\boldsymbol{k}$代表波矢, 上标“*”代表复共轭.

利用(11)式, (9)和(10)式可分别写为

$$\begin{aligned}\frac{\partial e_s}{\partial t} = &\frac{q_s}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{s1}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2\ (\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})} + \\ &\frac{q_s}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{s1}^*\mathrm{e}^{\mathrm{i}2\ (\omega^* t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})} + \\ &\frac{q_s}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{s1}^*\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega^*-\omega)t} + \\ &\frac{q_s}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{s1}\mathrm{e}^{\mathrm{i}(\omega^*-\omega)t}, \end{aligned} \tag{12}$$

和

$$\frac{\partial}{\partial t}\int \mathrm{d}\boldsymbol{v}e_s = \frac{1}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{s1}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}2(\omega t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})} +$$

$$\frac{1}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}^*{\rm e}^{{\rm i}2(\omega^*t-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}+$$
$$\frac{1}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}^*{\rm e}^{{\rm i}(\omega^*-\omega)t}+$$
$$\frac{1}{4}\widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}{\rm e}^{{\rm i}(\omega^*-\omega)t}\,. \qquad (13)$$

因为波频率可分解为实频和虚频两部分, 即$\omega = \omega_{\rm r} + {\rm i}\gamma$ ($\omega_{\rm r}$表示波振荡, γ表示波阻尼率或增长率), 所以(12)和(13)式中的$e_{\rm s}$和$\int {\rm d}\boldsymbol{v}e_{\rm s}$具有两个变化时标: $\propto \exp(\pm{\rm i}2\omega_{\rm r}t)$和$\propto \exp(2\gamma t)$. 前者表示能量的周期性振荡$1/(2\omega_{\rm r})$, 后者表示能量连续增长或减少. 当考虑时间平均效应后, 周期性振荡项不会导致粒子能量变化, 非振荡项导致了波粒能量转移.

基于(12)和(13)式, 波粒能量转移的控制方程可分别写为:

$$\frac{\partial e_{\rm s}}{\partial t} = \frac{q_{\rm s}}{4}\left(\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{\rm s1}^* + \widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{\rm s1}\right){\rm e}^{2\gamma t}\,, \qquad (14)$$

和

$$\frac{\partial}{\partial t}\int {\rm d}\boldsymbol{v}e_{\rm s} = \frac{1}{4}\left(\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}^* + \widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}\right){\rm e}^{2\gamma t}\,. \qquad (15)$$

利用电磁能量非振荡部分, 也就是$W_{\rm EB}\exp(2\gamma t)$, 作为归一化因子, 上述两个方程分别重写为

$$\frac{\partial e_{\rm s}}{\partial t} = P_{\rm s}(\boldsymbol{v})W_{\rm EB}{\rm e}^{2\gamma t}\,, \qquad (16)$$

和

$$\frac{\partial}{\partial t}\int {\rm d}\boldsymbol{v}e_{\rm s} = P_{\rm st}W_{\rm EB}{\rm e}^{2\gamma t}\,, \qquad (17)$$

其中

$$P_{\rm s}(\boldsymbol{v}) = \frac{q_{\rm s}\left(\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{\rm s1}^* + \widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{\rm s1}\right)}{4W_{\rm EB}}\,, \qquad (18)$$

$$P_{\rm st} = \int d\boldsymbol{v}P_{\rm s}(\boldsymbol{v}) = \frac{\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}^* + \widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\widetilde{\boldsymbol{J}}_{\rm s1}}{4W_{\rm EB}}\,, \qquad (19)$$

以及$W_{\rm EB} = \varepsilon_0|\widetilde{\boldsymbol{E}}|^2/4 + |\widetilde{\boldsymbol{B}}|^2/4\mu_0$. $P_{\rm s}(\boldsymbol{v})$和$P_{\rm st}$可以直接度量波粒相互作用. $P_{\rm s}(\boldsymbol{v})$的具体物理意义是单位相空间、单位电磁能量和单位时间内能量发射或吸收率. $P_{\rm st}$的具体物理意义是单位位置空间、单位电磁能量和单位时间内能量发射或吸收率. 由于$\sum_{\rm s} P_{\rm st} = -2\gamma$[21–22], 利用表达式(18)和(19)式, 我们可以定量计算不同粒子成分和波粒作用机制对等离子体波阻尼($\gamma < 0$)或增长($\gamma > 0$)的贡献.

为了有效地度量各种波粒相互作用类型, 文献[21]定义了多种能量转移率表达式, 其中一些表达式最早定义于文献[22–23]. 总结如下:

(1)笛卡儿坐标系下一维和二维能量转移率分别为

$$P_{\rm s}\left(v_i\right) = \iint {\rm d}v_j{\rm d}v_kP_{\rm s}(\boldsymbol{v})\,, \qquad (20)$$

和

$$P_{\rm s}\left(v_i, v_j\right) = \int {\rm d}v_kP_{\rm s}(\boldsymbol{v})\,, \qquad (21)$$

其中i、j和k代表笛卡儿坐标系下3个坐标轴(x, y, z).

(2)柱坐标系($v_\parallel$, $v_\perp$, ϕ)下一维和二维能量转移率分别为

$$P_{\rm s}\left(v_\parallel\right) = \int {\rm d}v_\perp P_{\rm s}\left(v_\parallel, v_\perp\right)\,, \qquad (22)$$

$$P_{\rm s}\left(v_\perp\right) = \int {\rm d}v_\parallel P_{\rm s}\left(v_\parallel, v_\perp\right)\,, \qquad (23)$$

和

$$P_{\rm s}\left(v_\parallel, v_\perp\right) = \int {\rm d}\phi v_\perp P_{\rm s}\left(v_\parallel, v_\perp, \phi\right)\,. \qquad (24)$$

从笛卡儿坐标系(v_x, v_y, v_z)变换到柱坐标系($v_\parallel$, $v_\perp$, ϕ)的表达式为: $v_\parallel = v_z$、$v_\perp = (v_x^2 + v_y^2)^{1/2}$和$\phi = {\rm atan}(v_y/v_x)$.

(3)不同分量和不同n下的能量转移率为

$$P_{{\rm s}l}(\boldsymbol{v}) = \frac{q_{\rm s}\left(\widetilde{E}_{1l}v_l\widetilde{f}_{\rm s1}^* + \widetilde{E}_{1l}^*v_l\widetilde{f}_{\rm s1}\right)}{4W_{\rm EB}}\,, \qquad (25)$$

$$P_{\rm s}(\boldsymbol{v}, n) = \frac{q_{\rm s}\left(\widetilde{\boldsymbol{E}}_1\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{\rm s1}^*\left(\boldsymbol{v}, n\right) + \widetilde{\boldsymbol{E}}_1^*\cdot\boldsymbol{v}\widetilde{f}_{\rm s1}\left(\boldsymbol{v}, n\right)\right)}{4W_{\rm EB}}\,, \qquad (26)$$

和

$$P_{\rm s}(n) = \int {\rm d}\boldsymbol{v}P_{\rm s}(\boldsymbol{v}, n)\,, \qquad (27)$$

其中“l”表示x、y或z.

要说明的是, 因为粒子速度分布函数扰动含有作用因子$v_\parallel k_\parallel - \omega + n\Omega_{\rm cs}$, 所以利用速度空间能量转移率表达式可以同时度量共振($v_\parallel k_\parallel - \omega + n\Omega_{\rm cs} = 0$)和非共振($v_\parallel k_\parallel - \omega + n\Omega_{\rm cs} \neq 0$)波粒相互作用, 详细介绍见文献[21].

此外, 在等离子体不稳定性研究中, 一个重要问题是自由能的来源和能量转移过程, 利用不同粒子的能量转移率表达式可以解决该问题, 详细介绍见文献[22–23].

3 应用1: 阿尔文模式波的波粒相互作用研究

基于第2节列出的能量转移率表达式, Zhao等[21]探讨了度量阿尔文模式波的波粒相互作用的可行性. 基于帕克太阳探测器的观测数据, 文献[21]讨论了一个典型内日球层环境(日心距离约为36倍太阳半径处太阳风)中的阿尔文模式波. 所用等离子体和磁场参数为: 质子数密度$n_{\rm p} \simeq 286\ {\rm cm}^{-3}$和质子温度$T_{\rm p} \simeq 27\ {\rm eV}$; 对于电子数密度和温度, 假设其与离子参数相等, $n_e = n_{\rm p}$和$T_e = T_{\rm p}$; 磁场强度$B_0 \simeq 91\ {\rm nT}$. 因而, 文献[21]关注的是中等β等离子体环境, 等离子体β值为$\beta_{\rm p} = \beta_e \simeq 0.37$.

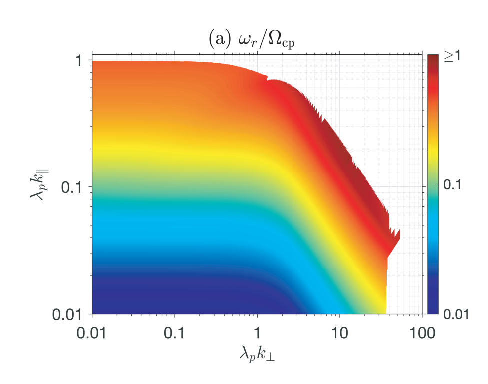
下面介绍文献[21]利用总能量转移率和速度空间能量转移率表达式, 对阿尔文模式波的波粒相互作用进行度量的部分重要结果.

利用总能量转移率表达式$P_{\rm pt}(n)$, 文献[21]给出了阿尔文模式波色散面上的能量转移率分布, 揭示了不同种类波粒相互作用对波阻尼的贡献. 图1显示了阿尔文模式波的色散面和阻尼率分布, 图2显示了电磁场与粒子(质子和电子)之间的能量转移率分布. 需要说明的是, 图2给出的能量转移率分布包括共振和非共振波粒相互作用两种源[21], 其中共振波粒相互作用导致能量转移率为正, 而非共振波粒相互作用导致了能量转移率为负.

依据图2, 文献[21]将阿尔文模式波主要分为4类, 见图2标注区域I、II、III和IV:

(1)区域I, 准平行和中等角度斜传播MHD阿尔文波. 该区域能量转移率分布特征是: $P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma) \gtrsim 1$、$P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma) \lesssim -0.5$和$P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma) \gtrsim 0.1$. 因而, 该类波的阻尼机制主要来自质子和电子$n=0$共振波粒相互作用.

(2)区域II, 准平行离子回旋波. 该区域$P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma) \gtrsim 0.5$, 这表明波的阻尼主要来自质子回旋共振机制. 但是, 当区域II波具有一个有限$\lambda_{\rm p}k_\perp$($\lambda_{\rm p}$和$k_\perp$分别表示质子惯性长度和垂直波数), $P_{\rm pt}(n=0)$为小的正值, 这表明质子$n=0$共振波粒相互作用也对该波阻尼做贡献.



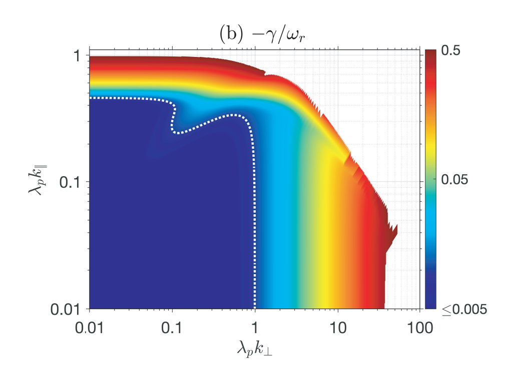


图 1 (a)阿尔文模式波色散面, $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm cp}$, 其中归一化参数为质子回旋频率$\Omega_{\rm cp}$. (b)阿尔文模式波阻尼率, $-\gamma/\omega_{\rm r}$, 其中归一化参数为波频率$\omega_{\rm r}$. 图中点线表示$\gamma = -0.01\omega_{\rm r}$. 来自文献[21].

Fig. 1 (a) The dispersion surface of the Alfvén-mode wave, $\omega_{\rm r}/\Omega_{\rm cp}$, where the normalized parameter is the proton cyclotron frequency $\Omega_{\rm cp}$. (b) The damping rate of the Alfvén-mode wave, $-\gamma/\omega_{\rm r}$, where the normalized parameter is the wave frequency ω_r. The dotted curve represents the contour at $\gamma = -0.01\omega_{\rm r}$. From the reference [21].

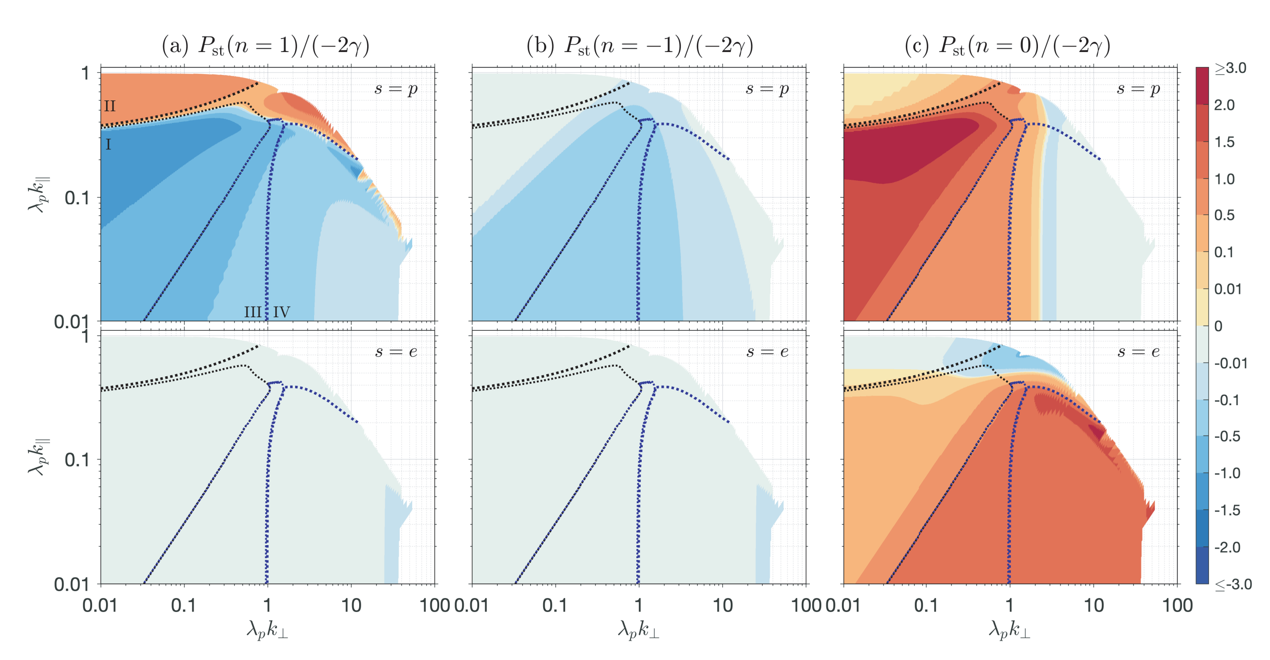


图 2 质子($s=p$, 上图)和电子($s=e$, 下图)的总能量转移率$P_{\rm st}$. 从左往右图代表不同n: (a) $n=1$; (b) $n=-1$; (c) $n=0$. 所有数据都用参数(-2γ)进行了归一化处理. 图中4类阿尔文模式波控制区域分别为: (I)准平行和中等角度斜传播MHD阿尔文波控制区域(黑色细点线所围区域), 其中$P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$且$P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma)\lesssim-0.5$; (II)准平行离子回旋波控制区域(黑色粗点线所围区域), 其中$P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$且$\theta<45^\circ$; (III)准垂直MHD和离子尺度阿尔文波控制区域(蓝色细点线所围区域), 其中$P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$、$P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$且$\theta>45^\circ$; (IV)准垂直亚离子尺度阿尔文波区域(蓝色粗点线所围区域), 其中$P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$且$\theta>45^\circ$. 来自文献[21].

Fig. 2 Total energy transfer rates $P_{\rm st}$ of protons ($s=p$, top panels) and electrons ($s=e$, bottom panels). The panels from left to right illustrate different n: (a) $n=1$; (b) $n=-1$; and (c) $n=0$. The data are normalized by (-2γ). The four regions labeled by I, II, III, and IV correspond to the quasi-parallel and medium oblique MHD Alfvén wave regime (surrounded by the black thin dotted curve) where $P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$ and $P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma)\lesssim-0.5$, the quasi-parallel ion cyclotron wave regime (surrounded by the black thick dotted curve) where $P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$ and $\theta<45^\circ$, the quasi-perpendicular MHD and ion-scale Alfvén wave regime (surrounded by the blue thin dotted curve) where $P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$, $P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$ and $\theta>45^\circ$, and the quasi-perpendicular sub-ion scale Alfvén wave regime (surrounded by the blue thick dotted curve) where $P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$ and $\theta>45^\circ$, respectively. From the reference [21].

(3)区域III, 准垂直MHD和离子尺度阿尔文波. 因为$P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$和$P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$, 所以波的阻尼主要来自电子和质子$n=0$共振波粒相互作用. 在该区域, $P_{\rm pt}(n=1)<0$和$P_{\rm pt}(n=-1)<0$, 这显示出非共振质子释放能量.

(4)区域IV, 准垂直亚离子尺度阿尔文波. 该区域中, $P_{\rm et}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim1$. 波阻尼主要来自电子$n=0$共振波粒相互作用, 包括朗道共振和渡越时间共振波粒相互作用. 此外, $P_{\rm pt}(n=1)<0$和$P_{\rm pt}(n=-1)<0$表明非共振质子释放能量.

除了这4类主要类型阿尔文模式波, 图2还显示在有限$\lambda_{\rm p}k_\perp$和$\lambda_{\rm p}k_\parallel$区域(如$\lambda_{\rm p}k_\perp\sim1$和$\lambda_{\rm p}k_\parallel\sim0.5$, 波动为斜传播离子尺度波动), 由于$P_{\rm pt}(n=1)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$和$P_{\rm pt}(n=0)/(-2\gamma)\gtrsim0.5$, 该区域波动阻尼主要来自离子回旋和朗道共振机制.

利用速度空间能量转移率表达式, 文献[21]首次显示出共振和非共振波粒相互作用的信号. 本文针对区域II中离子回旋波和区域IV中亚离子尺度阿尔文波(图3和图4), 做简要介绍, 完整的讨论见文献[21].

图3显示了一个典型离子回旋波($\lambda_{\rm p}k_\perp=0.01$和$\lambda_{\rm p}k_\parallel=0.7$)的质子能量转移率分布. 依据共振条件, $n=1$和$n=0$波粒共振相互作用对应的质子共振速度分别为$v_\parallel\simeq-1.5\ V_{\rm tp}$和$0.9\ V_{\rm tp}$, 其中$V_{\rm tp}$为质子热速度. 这两处共振速度位置的波粒能量转移率主要来自共振波粒相互作用, 其他速度位置处的波

粒能量转移率来自于非共振波粒相互作用. 图3清楚显示了共振波粒相互作用的发生信号-共振速度处的红色线. 与$v_\parallel \simeq -1.5\ V_{\rm tp}$处的回旋共振相互作用比较, $v_\parallel \simeq 0.9\ V_{\rm tp}$处的渡越时间和朗道共振相互作用都很弱. 图3还清楚地显示了非共振波粒相互作用的发生信号, 也就是其引起的能量转移率一般为负值, 该作用在$v_\parallel \simeq -1.5\ V_{\rm tp}$处最强.

图4显示了一个典型亚离子尺度阿尔文波($\lambda_{\rm p}k_\parallel = 0.01$和$\lambda_{\rm p}k_\perp = 10$)的能量转移率分布. 该尺度阿尔文波主要受$n = 0$波粒相互作用影响(见图2), 因而图4只给出该类型作用导致的能量转移率分布. 据理论预测, 共振速度为$v_\parallel \simeq 0.2\ V_{\rm te}$, 图4清楚地显示了该处共振波粒相互作用信号. 比较渡越时间共振($\bar{P}_{\rm ey}$)与朗道共振($\bar{P}_{\rm ez}$)信号, 前者强度约为后者的一半, 这说明朗道共振机制是亚离子尺度阿尔文波的主要耗散机制. 图4还显示非共振能量转移率分布强烈依赖于速度和波粒作用类型.

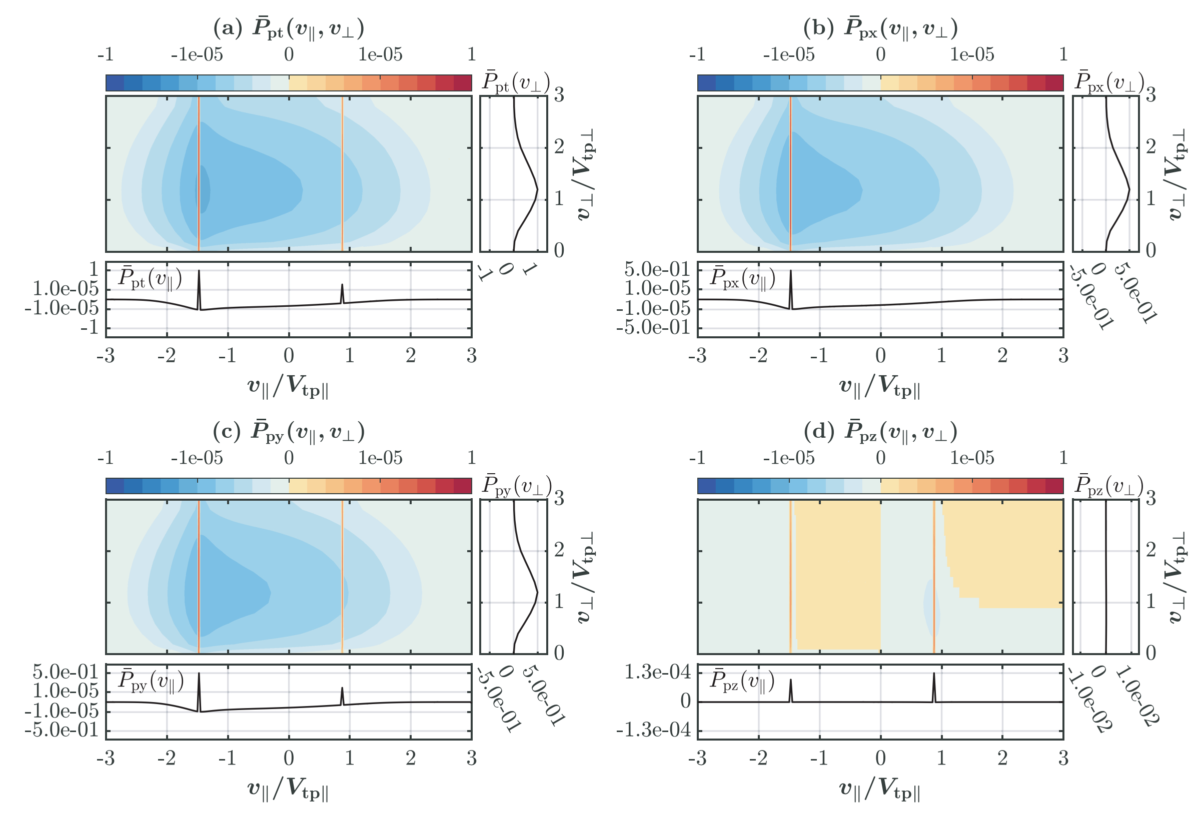


图 3 典型准平行离子回旋波($\lambda_{\rm p}k_\perp = 0.01$和$\lambda_{\rm p}k_\parallel = 0.7$)的质子能量转移率分布. 图中$V_{\rm tp\parallel}$和$V_{\rm tp\perp}$分别表示平行和垂直质子热速度. (a)归一化的总能量转移率, $\bar{P}_{\rm pt}$; (b)归一化的x方向能量转移率, $\bar{P}_{\rm px}$; (c)归一化的y方向能量转移率, $\bar{P}_{\rm py}$; (d)归一化的z方向(或平行)能量转移率, $\bar{P}_{\rm pz}$. 二维能量转移率分布中的归一化参数为其在二维速度空间中的最大值. 一维能量转移率分布中的归一化参数对应为$P_{\rm pt}(v_\parallel)$最大值或$P_{\rm pt}(v_\perp)$最大值. 图中一维能量转移率坐标为对数坐标, 颜色棒也以对数形式呈现. 来自文献[21].

Fig. 3 The proton energy transfer rate distributions of a typical quasi-parallel ion-cyclotron wave which has $\lambda_{\rm p}k_\perp = 0.01$ and $\lambda_{\rm p}k_\parallel = 0.7$. In this figure, $V_{\rm tp\parallel}$ and $V_{\rm tp\perp}$ denote the parallel and perpendicular proton thermal speed, respectively. (a) The normalized total energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm pt}$; (b) the normalized x component of the energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm px}$; (c) the normalized y component of the energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm py}$; and (d) the normalized z component of the (or parallel) energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm pz}$. The normalized parameter in the 2D distributions is the maximum $P_{\rm pt}$ in the 2D velocity space. The normalized parameter in the 1D distributions corresponds to the maximum $P_{\rm pt}(v_\parallel)$ or the maximum $P_{\rm pt}(v_\perp)$. The 1D energy transfer rate coordinates are logarithmic coordinates, and the colorbars are also presented in logarithmic form. From the reference [21].

要特别提及的是, 文献[21]在物理上解释了非共振波粒相互作用. 本文简要引述该解释: 对于等离子体波动, 除了电磁扰动之外, 该波还具有等离子体的宏观速度扰动, 后者由速度分布函数扰动决定; 当波发生阻尼时, 除了波的电磁能量减少之外, 其动能也会减少, 对应的微观表现是非共振能量转移率以负值为主.

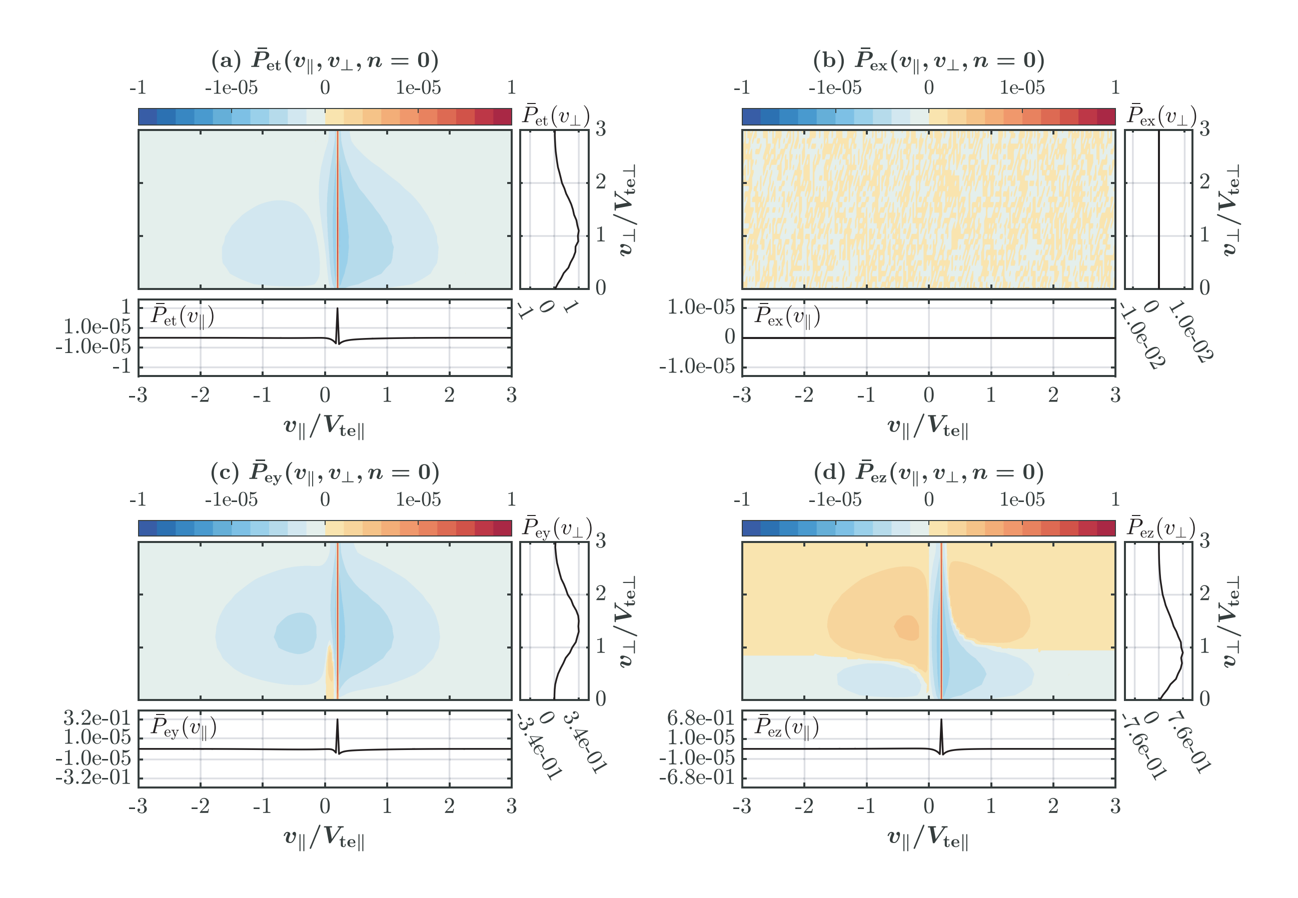


图 4 典型亚离子尺度阿尔文波($\lambda_{\rm p}k_\parallel=0.01$和$\lambda_{\rm p}k_\perp=10$)的电子能量转移率分布($n=0$). 图中$V_{\rm te\parallel}$和$V_{\rm te\perp}$分别表示平行和垂直电子热速度. (a)归一化的总能量转移率, $\bar{P}_{\rm et}$; (b)归一化的x方向能量转移率, $\bar{P}_{\rm ex}$; (c)归一化的y方向能量转移率, $\bar{P}_{\rm ey}$; (d)归一化的z方向(或平行)能量转移率, $\bar{P}_{\rm ez}$. 二维能量转移率分布中的归一化参数为其在二维速度空间中的最大值. 一维能量转移率分布中的归一化参数为$P_{\rm et}(v_\parallel)$最大值或$P_{\rm et}(v_\perp)$最大值. 图中一维能量转移率坐标为对数坐标, 颜色棒也以对数形式呈现. 来自文献[21].

Fig. 4 The distributions of electron energy transfer rates at $n=0$ of a typical sub-ion Alfvén-mode wave having $\lambda_{\rm p}k_\parallel=0.01$ and $\lambda_{\rm p}k_\perp=10$. In this figure, $V_{\rm te\parallel}$ and $V_{\rm te\perp}$ denote the parallel and perpendicular electron thermal speed, respectively. (a) The normalized total energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm et}$; (b) the normalized x component of the energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm ex}$; (c) the normalized y component of the energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm ey}$; and (d) the normalized z component of the (or parallel) energy transfer rate, $\bar{P}_{\rm ez}$. The normalized parameter in the 2D distributions is the maximum $P_{\rm et}$ in the 2D velocity space. The normalized parameter in the 1D distributions corresponds to the maximum $P_{\rm et}(v_\parallel)$ or the maximum $P_{\rm et}(v_\perp)$. The 1D energy transfer rate coordinates are logarithmic coordinates, and the colorbars are also presented in logarithmic form. From the reference [21].

4 应用2: 质子束流不稳定性中的波粒相互作用研究

Liu等[22]利用多种能量转移率表达式, 考虑4成分(质子核、质子束流、α粒子和电子)等离子体, 对内日球层质子束流不稳定性中的波粒相互作用进行了度量.

基于Bale等[24]总结的等离子体和磁场模型, 文献[22]给出了内日球层质子束流不稳定性基本参量的分布, 见图5. 依据不稳定性激发波动的电场、波数和角度的分布特征, 文献[22]认证了5种离子束流不稳定性, 在图5中分别标注为I (斜阿尔文/离子回旋不稳定性, 即OA/IC不稳定性), II (斜快磁声/哨声不稳定性, 即OFM/W不稳定性), III (斜阿尔文/离子束不稳定性, 即OA/IB不稳定性), IV (平行磁声/哨声不稳定性, 即PFM/W不稳定性)和V (平行阿尔文/离子回旋不稳定性, 即PA/IC不稳定性).

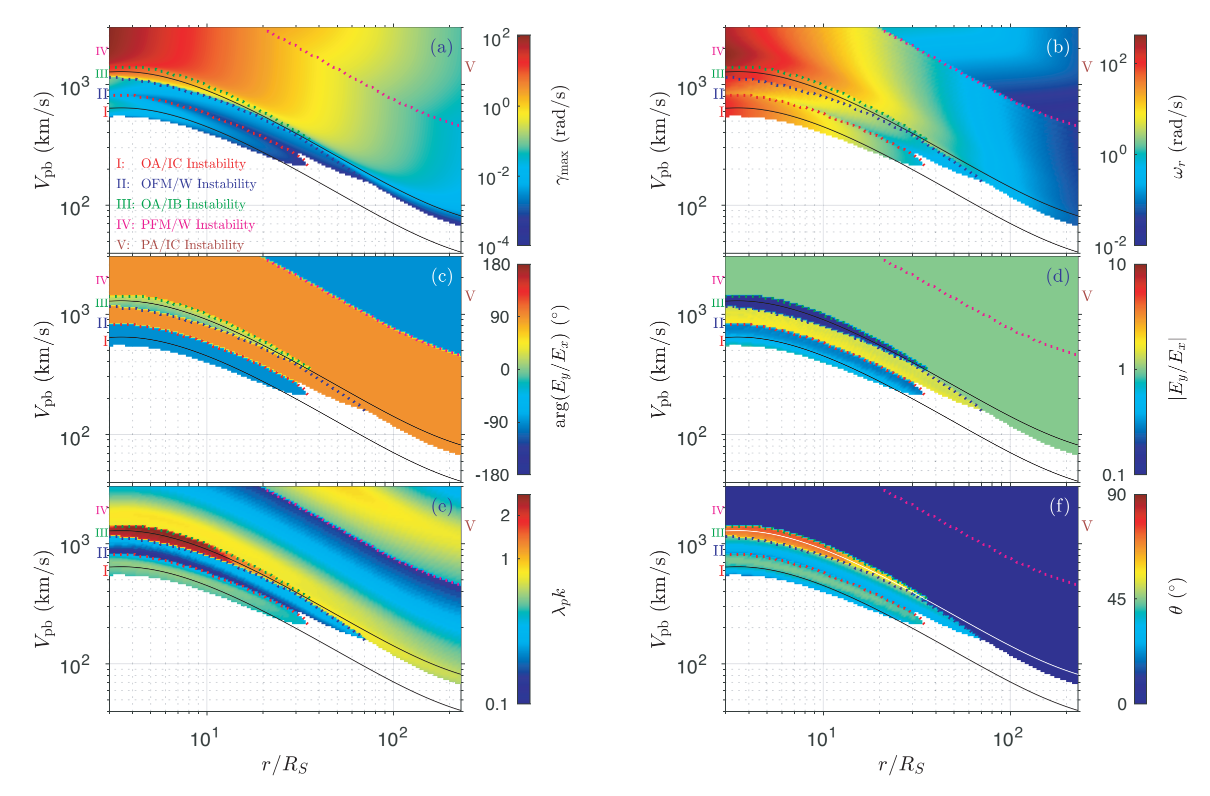


图 5 内日球层质子束流不稳定性的径向分布. 图中$r/R_{\rm S}$表示归一化的径向距离($R_{\rm S}$为太阳半径), $V_{\rm pb}$表示束流质子的漂移速度. (a)最大增长率$\gamma_{\rm max}$; (b)波频率$\omega_{\rm r}$; (c) E_y/E_x的辐角$\arg(E_y/E_x)$; (d) E_y/E_x的绝对值$|E_y/E_x|$; (e)波数$\lambda_{\rm p}k$, 其中$\lambda_{\rm p}$表示质子惯性长度; (f)波法向角θ. OA/IC、OFM/W、OA/IB、PFM/W和PA/IC不稳定性分别标注为I、II、III、IV和V. 点线表示两种不稳定性之间的边界, 两条实线分别代表$V_{\rm pb}=V_{\rm A}$和$2V_{\rm A}$, 其中$V_{\rm A}$为阿尔文速度. 来自文献[22].

Fig. 5 The radial distributions of the proton beam instability in the inner heliosphere. In this figure, $r/R_{\rm S}$ denotes the normalized radial distance ($R_{\rm S}$ is the solar radius), and $V_{\rm pb}$ denotes the drift speed of beam protons. (a) The maximum growth rate $\gamma_{\rm max}$; (b) the wave frequency $\omega_{\rm r}$; (c) the argument of E_y/E_x, $\arg(E_y/E_x)$; (d) the absolute value of E_y/E_x, $|E_y/E_x|$; (e) the wavenumber $\lambda_{\rm p}k$, where $\lambda_{\rm p}$ denotes the proton inertial length; and (f) the wave normal angle θ. The OA/IC, OFM/W, OA/IB, PFM/W and PA/IC instability are labeled by I, II, III, IV, and V, respectively. The dotted curves represent the boundaries between two types of instabilities, and two solid curves represent $V_{\rm pb}=V_{\rm A}$ and $2V_{\rm A}$, respectively, where $V_{\rm A}$ denotes the Alfvén speed. From the reference [22].

文献[22]给出了以上5种质子束流不稳定性中能量转移率的径向分布, 见图6, 本文着重介绍该研究结果. 需要说明的是, 文献[22]还针对特定位置(10倍太阳半径)处太阳风, 分析了不同n下的能量转移率分布, 明确了各种质子束流不稳定性的激发机制, 详细分析和结论见文献[22].

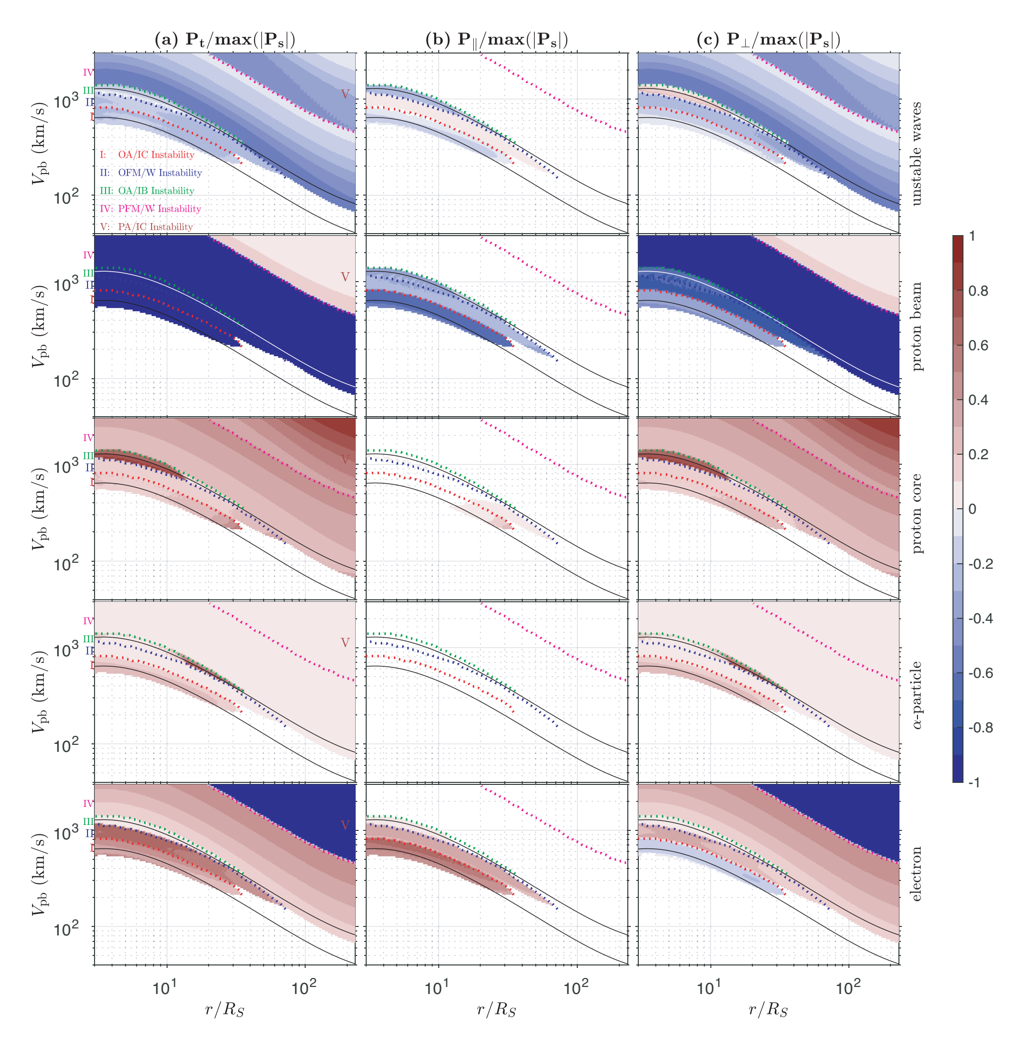


图 6　内日球层质子束流不稳定性的能量转移率径向分布. 图中r/R_S表示归一化的径向距离(R_S为太阳半径), V_pb表示束流质子的漂移速度. (a)总能量转移率$P_\mathrm{t}/\max(|P_\mathrm{s}|)$; (b)平行能量转移率$P_\parallel/\max(|P_\parallel|)$; (c)垂直能量转移率$P_\perp/\max(|P_\perp|)$. 归一化参数$\max(|P_\mathrm{s}|)$为主要自由能来源的粒子的能量转移率. 从上到下图分别显示波、束流质子、核质子、α粒子和电子的能量转移率. OA/IC、OFM/W、OA/IB、PFM/W和PA/IC不稳定性分别标注为I、II、III、IV和V. 点线表示两种不稳定性之间的边界, 两个实线分别代表$V_\mathrm{pb}=V_\mathrm{A}$和$2V_\mathrm{A}$, 其中$V_\mathrm{A}$为阿尔文速度. 来自文献[22].

Fig. 6　The radial distributions of the energy transfer rate of the proton beam instability in the inner heliosphere. In this figure, r/R_S denotes the normalized radial distance (R_S is the solar radius), and V_pb denotes the drift speed of beam protons. (a) The total energy transfer rate $P_\mathrm{t}/\max(|P_\mathrm{s}|)$; (b) the parallel energy transfer rate $P_\parallel/\max(|P_\mathrm{s}|)$; (c) the perpendicular energy transfer rate $P_\perp/\max(|P_\mathrm{s}|)$. The normalized parameter $\max(|P_\mathrm{s}|)$ is the energy transfer rate of the particles with major free energy. The panels from top to bottom present energy transfer rates of the waves, beam protons, core protons, α particles, and electrons, respectively. The OA/IC, OFM/W, OA/IB, PFM/W, and PA/IC instability are labeled by I, II, III, IV, and V, respectively. The dotted curves represent the boundaries between two types of instabilities, and two solid curves represent $V_\mathrm{pb}=V_\mathrm{A}$ and $2V_\mathrm{A}$, respectively, where V_A denotes the Alfvén speed. From the reference [22].

图6显示了内日球层质子束流不稳定性中的平行、垂直和总能量转移率的径向分布, 对各种不稳定性中能量转化过程总结如下: (1)在斜阿尔文/离子回旋不稳定性中, 质子束流提供自由能来源, 该能量主要从平行方向流出质子束流成分, 除了斜阿尔文/离子回旋波获得部分能量外, 部分能量从平行方向流入到电子成分、从垂直方向流入到质子核和α粒子成分; (2)在斜快磁声/哨声不稳定性中, 质子束流携带的自由能从平行和垂直方向流出, 从垂直方向流入斜快磁声/哨声波、从平行和垂直方向流入电子成分; (3)在斜阿尔文/离子回旋不稳定性中, 质子束流携带的自由能从平行和垂直方向流出, 部分能量从平行方向流入斜阿尔文/离子回旋波, 剩余能量主要从垂直方向流入质子核成分; (4)在平行磁声/哨声不稳定性中, 质子束流携带的自由能从垂直方向流出, 从垂直方向流入平行磁声/哨声波和所有粒子成分; (5)在平行阿尔文/离子回旋不稳定性中, 电子成分提供自由能来源, 该能量主要流入平行阿尔文/离子回旋波和质子核成分. 粒子成分在平行和垂直方向获得能量的效应可以简单地对应为平行和垂直温度的增大.

最后, 需要说明的是, 内日球层中质子束流成分一般分布在$V_{\rm pb}\sim 0.5-2V_{\rm A}$区域[25], 因而内日球层环境中很难触发具有高激发阈值$V_{\rm pb}\gtrsim 4.5V_{\rm A}$的平行阿尔文/离子回旋不稳定性[22], 其中$V_{\rm pb}$和$V_{\rm A}$分别表示质子束流成分的漂移速度和阿尔文速度.

5 应用3: 电子热流不稳定性中的波粒相互作用研究

类似文献[22]研究方法, Sun等[23]研究内日球层电子热流不稳定性中的波粒相互作用. 不同于文献[22]等离子体模型, 文献[23]使用3成分等离子体, 包括电子核、电子束流和质子成分. 电子核和电子束流成分的存在是形成电子热流的原因.

本文着重介绍文献[23]中电子热流不稳定性及其能量转移率径向分布的结果, 见图7. 基于图7中波数、波传播角度和电场分布特征, 文献[23]发现内日球层主要存在4种电子束流不稳定性: (I)电子声热流不稳定性(EA-HFI); (II)低混杂热流不稳定性(LH-HFI); (III)斜阿尔文热流不稳定性(OA-HFI); 以及(IV)平行哨声热流不稳定性(PW-HFI). 这4种不稳定性分别在不同电子束流和径向区域占据主导地位.

图7度量了电子热流不稳定性中的波粒相互作用, 通过分析平行、垂直和总能量转移率分布, 各种不稳定性中的能量转化过程总结如下: (1)在电子声热流不稳定性中, 电子束流成分提供自由能, 该能量主要从平行方向流出电子束流成分、从平行方向流入电子声波和电子核成分; (2)在低混杂热流不稳定性中, 电子束流携带的自由能主要从垂直方向流出, 也从垂直方向流入到低混杂波和电子核成分; (3)在斜阿尔文热流不稳定性中, 电子核成分携带自由能, 该能量主要从平行方向流出电子核成分, 主要从平行方向流入斜阿尔文波、从垂直方向流入质子成分; (4)在平行哨声热流不稳定性中, 电子束流成分提供自由能, 该能量从垂直方向流出电子束流成分、也从垂直方向流入哨声波和电子核成分.

6 总结

本文介绍了定量化波粒相互作用理论研究上的最新进展. 新发展的理论提出直接利用速度分布函数扰动对波粒相互作用进行度量. 由于该速度扰动分布函数包括作用因子项, 因此新理论可以在速度空间同时度量共振和非共振波粒相互作用. 新理论也提出度量不同类型波粒相互作用的能量转移率方法.

本文还介绍了利用能量转移率方法对内日球层中阿尔文模式波、质子束流不稳定性和电子热流不稳定性中波粒相互作用度量的结果. 重要结果有: (1)提出阿尔文模式波色散面可以分为4个区域, 分别由不同波粒相互作用控制; (2)揭示出离子回旋波和亚离子尺度阿尔文波的共振和非共振波粒相互作用的发生信号; (3)揭示出各种质子束流不稳定性中的自由能来源和能量转移过程; (4)揭示出各种电子热流不稳定性中的自由能来源和能量转化过程.

这些研究结果说明了利用能量转移率方法可以对任一波动和不稳定性中的波粒相互作用进行度量.

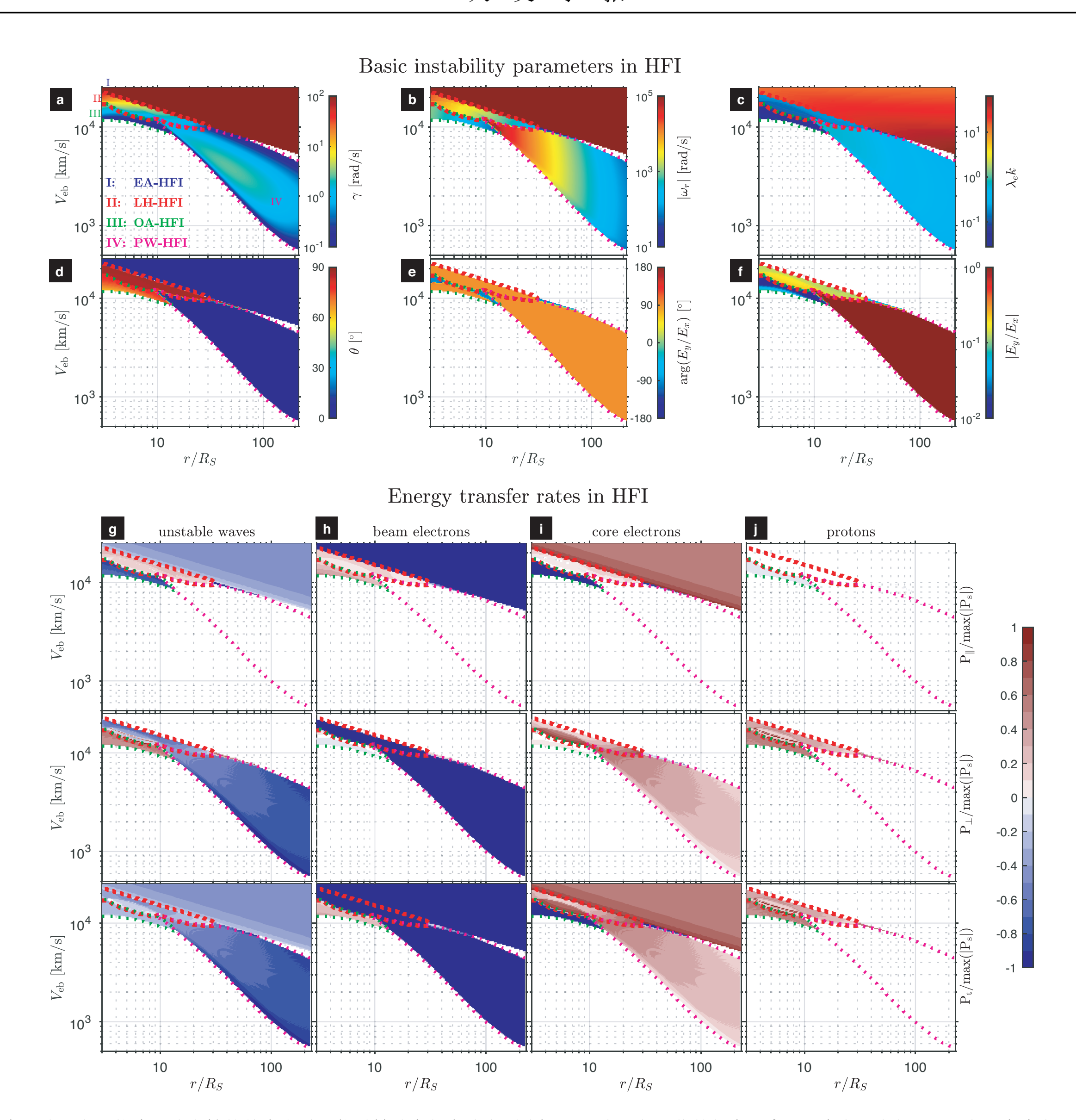


图 7 内日球层电子热流不稳定性的基本参量和能量转移率径向分布. 图中$r/R_{\rm S}$表示归一化的径向距离($R_{\rm S}$为太阳半径), $V_{\rm eb}$表示束流电子的漂移速度. (a)最大增长率γ; (b)波频率的绝对值$|\omega_{\rm r}|$; (c)波数$\lambda_e k$, 其中λ_e为电子惯性长度; (d)波法向角θ; (e) E_y/E_x的幅角$\arg(E_y/E_x)$; (f) E_y/E_x的绝对值$|E_y/E_x|$. (g)–(j)分别显示波、束流电子、核电子和质子的能量转移率, 其中从上到下图分别表示平行$P_{\parallel}/\max(|P_{\rm s}|)$、垂直$P_{\perp}/\max(|P_{\rm s}|)$和总$P_{\rm t}/\max(|P_{\rm s}|)$能量转移率. $\max(|P_{\rm s}|)$为主要自由能来源的粒子的能量转移率. EA-HFI、LH-HFI、OA-HFI和PW-HFI分别标注为I、II、III和IV, 其中不稳定性之间的边界用点线表示. 图中移除了$\gamma < 0.1$ rad·s^{-1}的数据. 来自文献[23].

Fig. 7 The radial distributions of basic parameters and energy transfer rates of the electron heat flux instability in the inner heliosphere. In this figure, $r/R_{\rm S}$ denotes the normalized radial distance ($R_{\rm S}$ is the solar radius), and $V_{\rm eb}$ denotes the drift speed of beam electrons. (a) The maximum growth rate γ; (b) the absolute value of the wave frequency $\omega_{\rm r}$; (c) the wavenumber $\lambda_e k$, where λ_e denotes the electron inertial length; (d) the wave normal angle θ; (e) the argument of E_y/E_x, $\arg(E_y/E_x)$; (f) the absolute value of E_y/E_x, $|E_y/E_x|$. (g)–(j) present the energy transfer rate of the waves, beam electrons, core electrons, and protons, respectively, where the panels from top to bottom denote the parallel $P_{\parallel}/\max(|P_{\rm s}|)$, perpendicular $P_{\perp}/\max(|P_{\rm s}|)$, and total $P_{\rm t}/\max(|P_{\rm s}|)$ energy transfer rate, respectively. $\max(|P_{\rm s}|)$ is the energy transfer rate of the particles with major free energy. The EA-HFI, LH-HFI, OA-HFI, and PW-HFI are labeled as I, II, III, and IV, respectively, where the boundaries between two types of instabilities are denoted by the dotted curves. The data with $\gamma < 0.1$ rad·s^{-1} are removed. From the reference [23].

参 考 文 献

[1] Verscharen D, Klein K G, Maruca B A. LRSP, 2019, 16: 5
[2] Marsch E. LRSP, 2006, 3: 1
[3] Leamon R J, Smith C W, Ness N F, et al. JGR, 1998, 103: 4775
[4] Schekochihin A A, Cowley S C, Dorland W, et al. ApJS, 2009, 182: 310
[5] He J S, Zhu X Y, Verscharen D, et al. ApJ, 2020, 898: 43
[6] Stix T H. The Theory of Plasma Waves. New York: McGraw-Hill, 1962: 45-49
[7] Barnes A. PhFl, 1966, 9: 1483
[8] Kennel C F, Engelmann F. PhFl, 1966, 9: 2377
[9] Drummond W E, Pines D. NucFS, 1962, 3: 1049
[10] Vedenov A A, Velikhov E P, Sagdeev R Z. NucFS, 1962, 2: 465
[11] Sagdeev R Z, Galeev A A. Nonlinear Plasma Theory. New York: Benjamin, 1969: 55-115
[12] Quataert E. ApJ, 1998, 500: 978
[13] Klein K G, Howes G G. ApJ, 2016, 826: L30
[14] Klein K G, Howes G G, Tenbarge J M. JPlPh, 2017, 83: 535830401
[15] Klein K G, Howes G G, TenBarge J M, et al. JPlPh, 2020, 86: 905860402
[16] Howes G G, Klein K G, Li T C. JPlPh, 2017, 83: 705830102
[17] He J S, Duan D, Wang T Y, et al. ApJ, 2019, 880: 121
[18] Chen C H K, Klein K G, Howes G G. NatCo, 2019, 10: 740
[19] Kitamura N, Kitahara M, Shoji M, et al. Science, 2018, 361: 1000
[20] Kitamura N, Shoji M, Nakamura S, et al. JGR, 2021, 126: e2020JA028912
[21] Zhao J S, Lee L, Xie H S, et al. ApJ, 2022, 930: 95
[22] Liu W, Zhao J, Xie H, et al. ApJ, 2019, 920: 158
[23] Sun H Y, Zhao J S, Liu W, et al. ApJ, 2021, 916: L4
[24] Bale S D, Goetz K, Harvey P R, et al. SSRv, 2016, 204: 49
[25] Marsch E, Livi S. JGR, 1987, 92: 7263

On Theoretical Study of Quantifying Wave-particle Interactions in Collisionless Plasmas

ZHAO Jin-song
(Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

Abstract Wave-particle interactions can naturally result in energy transfer between electromagnetic fields and particles in collisionless plasmas, and these interactions can therefore reshape the particle velocity distribution function. How to quantify wave-particle interaction is one fundamental problem in the heliosphere and astrophysical plasma communities. Recently, there are many important findings related to the wave-particle interaction. This paper will report recent theoretical developments in the study of the wave-particle interactions. In particular, this paper will introduce a newly-developed theoretical method in quantifying both resonant and nonresonant wave-particle interactions. This paper will also introduce applications of quantifying wave-particle interactions for the Alfvén-mode wave, the proton beam instability, and the electron heat flux instability in the inner heliosphere.

Key words Sun: heliosphere, waves, plasmas, wave-particle interaction